

2つの飛雪空間密度の輸送方程式を用いた飛雪モデルによる 吹きだまり形成過程の分析

Analysis of Snowdrift Formation Mechanism by Solving Two Transport Equations of Drifting Snow Densities

大風翼¹⁾

持田灯²⁾

富永禎秀³⁾

伊藤優⁴⁾

吉野博⁵⁾

Tsubasa OKAZE¹⁾, Akashi MOCHIDA²⁾, Yoshihide TOMINAGA³⁾, Yu ITO⁴⁾, and Hiroshi YOSHINO⁵⁾

ABSTRACT

This study aims to develop a new drifting snow model considering spatial difference of snowfall velocities of snow particles. In this model, two transport equations of drifting snow density are solved with two different types of snowfall velocities which correspond to the snow particles falling from the air and those coming from the ground surface. CFD prediction of snowdrift around a cubic shaped building model using developed new model was carried out. The mechanism of snowdrift formation around the building model was then clarified by estimating the contribution ratio of the snow particles from the air and those from the surface to snow coverage distribution.

Key Words: Drifting snow density, Transport equation, Snowfall velocity,
Contribution ratio of snow from surface to accumulated snow

1 はじめに

筆者等は既報¹⁾において、人工雪を用いた風洞実験を用いて発達過程にある吹雪境界層内の飛雪流量の空間分布の変化を測定した結果を報告し、この実験結果から、平衡状態で成立する saltation 層の経験式を建物周辺の非平衡流れ場に適用することによる誤差は許容できない場合があるという結論を得た。この実験結果を受け、筆者等は既報²⁾において、解析領域全域で飛雪空間密度の輸送方程式を解く、非平衡流れ場へ適用可能な飛雪モデルの提案を行い、屋外観測結果³⁾の吹きだまりや吹き払いの分布の傾向をよく再現する結果を得た。

一方で、輸送方程式中に用いられる雪粒子の落下速度は、雪の形状の複雑さから、実験値等の一定値を与えている研究がほとんどである。しかし、降雪粒子が雪面に一度落下した後、風によって再び空気中に舞い上げられる際には、saltation 層内で雪面との度重なる衝突を繰り返すことによって、複雑な降雪粒子の結晶形状が破壊され、降雪粒子の粒径に比べ、より小さな球状に形を変えることが報告されており⁴⁾、降雪粒子及び雪面から舞い上げられた球形状の粒子に対して、同一の落下速度を仮定し、同一の輸送方程式で再現す

1), 2), 5)	東北大学大学院工学研究科	大学院生, 教授, 教授	(〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11-1213)
3)	新潟工科大学建築学科	教授	(〒945-1195 柏崎市藤橋 1719)
4)	戸田建設株式会社	社員	(〒104-8388 東京都中央区京橋 1-7-1)

ることには少々難がある。

本研究では、降雪粒子と雪面から舞い上げられた粒子の各々に対する輸送方程式を解く形式の新たな飛雪モデルを提案する。さらに、雪面から舞い上げられた雪の吹きだまりへの寄与率という新たな指標を導入し、これを用いて、立方体建物周辺において、吹きだまりが形成されるメカニズムの分析を試みる。

なお、本研究で用いる記号は、文末の記号表を参照されたい。

2 飛雪モデルの概要

2.1 2つの飛雪空間密度の輸送方程式

既往の研究^{例えば 5, 6)}において雪粒子の拡散は、単位体積中に含まれる雪粒子の質量を飛雪空間密度 $\langle\Phi\rangle[\text{kg}/\text{m}^3]$ と定義し、(1)式に示す $\langle\Phi\rangle$ の輸送方程式を解いていた。

$$\frac{\partial\langle\Phi\rangle}{\partial t} + \frac{\partial\langle\Phi\rangle\langle u_i\rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial\langle\Phi\rangle\langle wf\rangle}{\partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\nu_i}{\sigma_s} \left(\frac{\partial\langle\Phi\rangle}{\partial x_i} \right) \right] \quad (1)$$

本研究では、これまでの研究で取り扱っていた飛雪空間密度 $\langle\Phi\rangle$ を、①複雑な結晶形状をしている降雪起源の雪粒子の空間密度 $\langle\Phi_{sky}\rangle$ 、②雪面との度重なる衝突を繰り返すことによって複雑な結晶形状が破壊され、降雪粒子の粒径に比べ、より小さな球形状になった雪面起源の雪粒子の空間密度 $\langle\Phi_{surf}\rangle$ 、の2つに大別する((2)式)。本研究で提案する新たな飛雪モデルでは、各々に対してある平均的な落下速度 $\langle wf_{sky}\rangle[\text{m/s}]$ 及び $\langle wf_{surf}\rangle[\text{m/s}]$ を仮定し、(3)及び(4)式の輸送方程式を解くことで $\langle\Phi_{sky}\rangle$ 、 $\langle\Phi_{surf}\rangle$ を与えた。

$$\langle\Phi\rangle = \langle\Phi_{sky}\rangle + \langle\Phi_{surf}\rangle \quad (2)$$

$$\frac{\partial\langle\Phi_{sky}\rangle}{\partial t} + \frac{\partial\langle\Phi_{sky}\rangle\langle u_i\rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial\langle\Phi_{sky}\rangle\langle wf_{sky}\rangle}{\partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\nu_i}{\sigma_s} \left(\frac{\partial\langle\Phi_{sky}\rangle}{\partial x_i} \right) \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial\langle\Phi_{surf}\rangle}{\partial t} + \frac{\partial\langle\Phi_{surf}\rangle\langle u_i\rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial\langle\Phi_{surf}\rangle\langle wf_{surf}\rangle}{\partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\nu_i}{\sigma_s} \left(\frac{\partial\langle\Phi_{surf}\rangle}{\partial x_i} \right) \right] \quad (4)$$

2.2 $\langle\Phi_{sky}\rangle$ 及び $\langle\Phi_{surf}\rangle$ の輸送方程式の雪面境界条件

降雪起源の雪粒子が雪面へ落下するとその結晶形状が直ちに破壊されて、球状に変化すると仮定すると、降雪起源の雪粒子が複雑な形状を保ったまま雪面からの再飛散はないことになるので、 $\langle\Phi_{sky}\rangle$ の輸送方程式については、 $\langle u_3'\Phi_{sky}\rangle = 0$ を仮定し、(5)式のとおり雪面に対して法線方向の勾配をゼロで与える。

$$\left. \frac{\nu_i}{\sigma_s} \left(\frac{\partial\langle\Phi_{sky}\rangle}{\partial x_i} \right) \right|_{\text{surface}} = 0 \quad (5)$$

一方、上述したとおり雪面から舞い上げられた雪がすべて球状をしていると仮定すると、後の雪粒子の運動は、すべて $\langle\Phi_{surf}\rangle$ の輸送方程式を用いて記述される。削剥が発生した時($\langle u^* \rangle > \langle u^*_l \rangle$)は、単位時間・単位面積からの雪の削剥量を雪面からの質量フラックスとし、(6)式で与える。削剥量 E_{surf} の推定方法については、2.3節で詳細を述べる。

$$\left. \frac{\nu_i}{\sigma_s} \left(\frac{\partial\langle\Phi_{surf}\rangle}{\partial x_i} \right) \right|_{\text{surface}} = \frac{|E_{surf}|}{\Delta x \Delta y} \quad (6)$$

2.3 雪面における雪粒子の収支と積雪深の算出

積雪深を算出するために雪面第一セルの各々の雪面において雪粒子の質量収支を考える。各々の輸送方程式を解くことで得られる雪面第一セルの $\langle\Phi_{sky}\rangle$ 及び $\langle\Phi_{surf}\rangle$ に対応した雪面への単位時間当たりの各々の堆積量

D_{sky} 及び D_{surf} [kg/s]は、雪面第一セルの水平断面積 $\Delta x \Delta y$ [m²]を用いて、(7)式及び(8)式から与えられる^{注1)}。

$$D_{sky} = -\langle \Phi_{sky} \rangle_p \langle w f_{sky} \rangle \Delta x \Delta y \quad (7)$$

$$D_{surf} = -\langle \Phi_{surf} \rangle_p \langle w f_{surf} \rangle \Delta x \Delta y \quad (8)$$

ここで、添え字の p は雪面第一セルの値であることを示す。

削剥発生時($\langle u^* \rangle > \langle u^*_{*i} \rangle$)において、雪面の摩擦応力による単位時間当たりの削剥量 E_{surf} [kg/s]は Anderson 等⁷⁾と Shao 等⁸⁾に従って(9)式で与える。

$$E_{surf} = -\frac{\pi \zeta}{6} \rho_i \langle u^* \rangle \left(1 - \frac{\langle u^*_{*i} \rangle^2}{\langle u^* \rangle^2} \right) \Delta x \Delta y \quad \text{for } \langle u^* \rangle > \langle u^*_{*i} \rangle \quad (9)$$

これらの総和を正味の堆積量 M_{total} [kg/s]と定義する((10)式)。積雪深の変化量 Δz_s [m/s]は M_{total} の値を積雪密度 ρ_s [kg/m³]と水平断面積 $\Delta x \Delta y$ [m²]で除し、(11)式から与える。

$$M_{total} = D_{sky} + D_{surf} + E_{surf} \quad (10)$$

$$\Delta z_s = \frac{M_{total}}{\rho_s \Delta x \Delta y} \quad (11)$$

さらに削剥発生時($\langle u^* \rangle > \langle u^*_{*i} \rangle$)には、 $\langle \Phi_{surf} \rangle$ の輸送方程式の雪面の境界条件を(6)式で与えた。

2.4 雪面から飛散した雪の積雪への寄与率

積雪深に対する雪面起源の雪の寄与率を算出する。降雪起源の雪に関する積雪は、前節でも示したように D_{sky} ((7)式)で表現できる。一方で、雪面起源の雪については、堆積と削剥が同時に起こる場合があるので、雪面起源の雪の正味の堆積量は $(D_{surf} + E_{surf})$ と表現できる。従って、積雪深全体に対する雪面起源の雪の寄与率 R_{surf} [-]は(12)式のとおり算出できる^{注2)}。

$$R_{surf} = \frac{D_{surf} + E_{surf}}{D_{sky} + D_{surf} + E_{surf}} \quad (12)$$

3 立方体建物周辺の飛雪現象の数値予測

3.1 解析条件

詳細な観測結果³⁾が報告されている立方体モデル周辺の流れ場を解析対象とした。建物高さ $H = 1.0$ [m]における平均風速を $\langle u_H \rangle = 5.0$ [m/s]とした。また、飛雪空間密度の流入条件を図1に示す。 $\langle \Phi_{sky} \rangle$ については、一時間当たりの基準積雪深を 0.1 [m]になるような一定値で与えた(Appendix-1 参照)。 $\langle \Phi_{surf} \rangle$ については、塩谷⁹⁾の検討を参考に雪面付近で値が大きくなるような鉛直分布を与えた。ここで仮定した分布の予測式及びその導出は Appendix-2 を参照されたい。雪粒子の物性に関するパラメータは表1^{注3)}に、主な解析条件は表2に示すとおり与えた。流れ場については、日本建築学会「市街地風環境予測のための流体数値解析ガイ

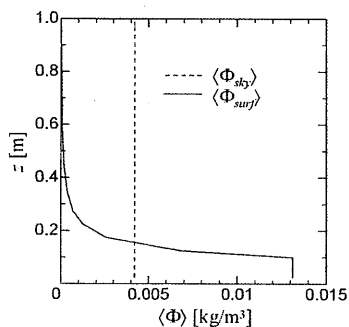


図1 流入面の $\langle \Phi \rangle$ の鉛直分布

表1 雪粒子の物性に関するパラメータ^{注3)}

降雪起源の雪の落下速度 $\langle w f_{sky} \rangle$	-1.0 [m/s]
雪面起源の雪の落下速度 $\langle w f_{surf} \rangle$	-0.2 [m/s]
限界摩擦速度 $\langle u^*_{*i} \rangle$	0.15 [m/s]
雪面の粗度長 z_0	3.0×10^{-5} [m]
積雪密度 ρ_s	150.0 [kg/m ³]

表2 主な解析条件

解析領域	$15H(x_1) \times 10H(x_2) \times 5H(x_3)$
メッシュ分割	$72(x_1) \times 61(x_2) \times 42(x_3)$ 最小メッシュ幅は $H/20$ とした。
流入境界	$\langle u \rangle$: $\langle u_1 \rangle$ は $\alpha = 0.15$ のべき乗則 $\langle u_2 \rangle = \langle u_3 \rangle = 0$ $k \langle u^* \rangle^2 / C_\mu^{0.5}$ の仮定より与えた。 ϵ 局所平衡の仮定より与えた。
側面・上空境界	Slip 壁とした。
流出境界	法線方向の勾配をゼロとした。
地表面境界	z_0 型の対数則の仮定より与えた。
建物壁面境界	一般化対数則の仮定より与えた。
移流項スキーム	Quick を使用した。
乱流モデル	Durbin 型改良 $k-\epsilon$ モデル ¹⁰⁾ を使用した。

ドブック」を参考に与えた¹¹⁾。流れ場の定常解を得た後、飛雪空間密度の輸送方程式を解き、(11)式の積雪深の変化量に降雪時間を乗じて、積雪深を算出した^{注4)}。

3.2 解析結果

1) 風速及び積雪深の水平分布

図2に雪面第一セル($z=0.025[\text{m}]$)におけるスカラ風速及び積雪深の水平分布を示す^{注5)}。建物の前方及び斜め後方には、無次元化された積雪深が2.0を超える吹きだまりが、また、建物前方コーナー付近には吹き払いが形成された^{注6,7)}。

2) 雪面から飛散した雪の積雪への寄与率

雪面から飛散した雪の積雪への寄与率 R_{surf} 及び雪面第一セルにおける $\langle \Phi_{surf} \rangle$ の水平分布を図3に示す。建物周辺に形成された基準積雪深の2倍以上の大きな吹きだまりでは、 R_{surf} が0.5を上回る領域があり、雪面から飛散した雪の影響が大きいことがわかる。また、大きな吹きだまりが形成された領域のうち、建物前方では $\langle \Phi_{surf} \rangle$ の値が小さくなっているのに対し、斜め後方では $\langle \Phi_{surf} \rangle$ の値が大きくなっており、風下側の解析領域境界まで続いている。

3) 雪面から飛散した雪の飛雪空間密度の水平分布

一方、建物斜め後方領域について考えると、建物前方コーナー付近の大きな吹き払い域で、多量の雪が削剥により、空气中に舞い上げられることにより D_{surf} の値は急増する。続いて、剥離域の後方において、風速が徐々に減速する過程で E_{surf} が徐々に0に近づく。正味の堆積量($D_{sky} + D_{surf} + E_{surf}$)を考えると、風下側にいくに従い、ある地点で負の値から正の値へ変化し、正となった領域で削剥が発生しているにもかかわらず、吹きだまりが形成されたと考えられる。

4 まとめ

- 1) 本研究では、これまでの研究で取り扱っていた飛雪空間密度を、①複雑な結晶形状をしている降雪起源の雪粒子の空間密度と、②雪面との度重なる衝突を繰り返すことによって複雑な結晶形状が破壊され、球形状の形になった雪面起源の雪粒子の空間密度の2つに分離し、各々に輸送方程式を適応した新しい飛雪モデルの提案を行った。
- 2) 飛雪空間密度に関する各々の輸送方程式の流入面について、吹雪境界層が十分に発達し定常状態かつ平衡状態に達していると仮定して、境界条件の導出及び整備を行った。
- 3) 立方体建物周辺の流れ場を対象に飛雪現象の予測を行い、雪面から舞い上げられた雪の積雪への寄与率を算出することで、吹きだまり形成のメカニズムについて分析を行った。

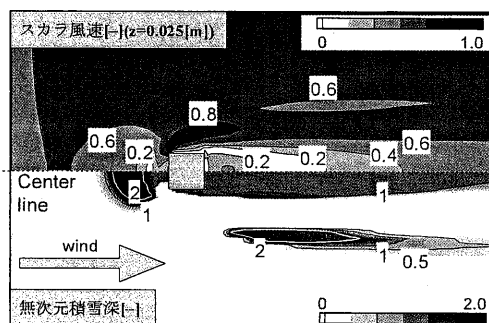


図2 雪面第一セル($z=0.025[\text{m}]$)のスカラ風速(上)及び積雪深(下)の水平分布

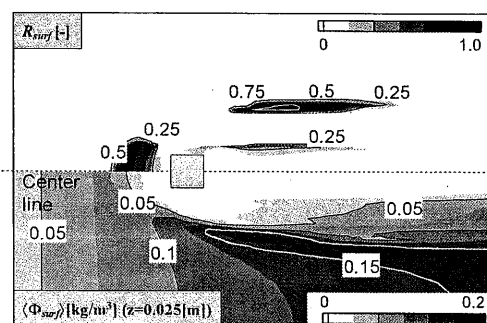


図3 雪面から飛散した雪の寄与率 R_{surf} (上) 及び雪面第一セル($z=0.025[\text{m}]$)の $\langle \Phi_{surf} \rangle$ (下)の水平分布

謝辞

本研究の遂行にあたり、日本雪工学会の「都市・建築の雪氷災害リスクマネジメント調査研究委員会(委員長: 持田、幹事: 富永)」の委員各位より貴重な情報の提供やご助言を頂きました。本研究の一部は、国土交通省の平成21年度建設技術研究開発助成により行われました。また、筆者の大風は、日本学術振興会特別研究員奨励費の助成を受け、本研究の一部を遂行しました。記して謝意を表します。

注釈

注1) 本研究では、乱流拡散によって雪面へ飛来する質量フラックスは無視している。

注2) $M_{total} < 0$ の場合は積雪がないので、 $R_{surf} = 0$ とした。

注3) 高橋等¹²⁾や佐藤等¹³⁾は、雪面から採取した雪の終端落下速度を計測し、降雪時の雪結晶形が樹枝状の場合は $0.5 \sim 0.8$ [m/s]、広幅六花や雲粒つき樹枝状結晶の場合は $1.0 \sim 1.5$ [m/s] と報告しており、本研究ではこれらの中間程度の値の $\langle w_{f,sky} \rangle = -1.0$ [m/s] とした。また、雪面から舞い上げられた雪については、高いものほど平均粒径が小さくなるが、例えば、西村等¹⁴⁾によると高さ 8 [cm] で平均粒径が 0.156 [mm]、高さ 8 [m] で 0.073 [mm] となっている。本研究において雪面から舞い上がった雪粒子は、降雪粒子の形状が破壊され、小さな球状になっていると仮定したので直径 0.008 [mm] の水の球の終端速度をストークスの法則より求め、近似的に $\langle w_{f,surf} \rangle = -0.2$ [m/s] と与えた。

注4) 本解析では、計算 step 毎の雪面の変化は考慮していない。また、解析時間は 1 時間とした。

注5) 積雪深は無風時に想定される積雪深 h^* [m] で無次元化している。

注6) 本研究では、基準積雪深で無次元化した積雪深が 1 より大きい領域を「吹きだまり」、1 より小さい領域を「吹き払い」と定義した。

注7) 本解析で得た積雪深は、既往の解析²⁾や老川等の観測結果³⁾と比べ、全体的に積雪深が小さく、建物から離れた多くの領域では積雪が見られなかったが、吹きだまりの形成された位置については、本解析と既往の解析や観測でほぼ等しかった。そこで、雪面から舞い上げられた雪の吹きだまりへの寄与率という指標を導入した初歩的な検討として、この指標を用い、立方体周辺に吹きだまりが形成されるメカニズムの分析を試みた。2つの飛雪空間密度の輸送方程式を解く新たな飛雪モデルにおける雪面境界条件の仮定や実測との定量的な比較に関しては、今後の検討課題である。なお、図 4 は老川らの観測結果のうち、風向が安定しており建物高さの平均風速が 5.2 [m/s] であったケースである。

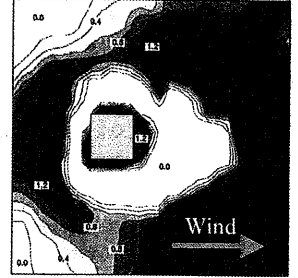


図 4 老川らの屋外観測結果³⁾

Appendix-1

$\langle \Phi_{sky} \rangle$ の流入境界条件については、基準積雪深 h^* [m] を用いて与えた。ここで、 h^* は無風時の降雪時間 Δt_s [s] における建物の影響を受けない領域の積雪深のことである。雪の落下速度は $w_{f,sky}$ なので、鉛直方向の移流フラックスは $\langle w_{f,sky} \rangle \langle \Phi_{sky} \rangle$ [kg/m²s] と書ける。積雪後の雪が融解や圧密などせず、一定の積雪密度を保ったままであると仮定し、 Δt_s 間の雪面への雪の流入量を積雪した雪の質量が等しいとすると(13)式と書ける。

$$\langle \Phi_{sky} \rangle \langle w_{f,sky} \rangle \Delta t_s = \rho_s h^* \quad (13)$$

(13)式を $\langle \Phi_{sky} \rangle$ について解くと(14)式が得られ、これを $\langle \Phi_{sky} \rangle$ の側面及び上上面の流入境界条件とする。

$$\langle \Phi_{sky} \rangle = \frac{\rho_s h^*}{\langle w_{f,sky} \rangle \Delta t_s} \quad (14)$$

Appendix-2

$\langle \Phi_{surf} \rangle$ の流入境界条件については、塩谷⁹⁾の雪片の乱流拡散理論を参考に与えた。 $\langle \Phi_{surf} \rangle$ の輸送方程式において、定常状態かつ平衡状態の吹雪境界層を仮定すると、鉛直方向の移流・拡散のみを考慮した(15)式が得られる。

$$\frac{\partial \langle \Phi_{surf} \rangle \langle w_{f,surf} \rangle}{\partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_3} \left[\nu_t \left(\frac{\partial \langle \Phi_{surf} \rangle}{\partial x_3} \right) \right] \quad (15)$$

(15)式を鉛直方向に積分すると、(16)式が導出できる。ただし、 C は積分定数である。

$$\langle \Phi_{surf} \rangle \langle w_{f,surf} \rangle = \frac{\nu_t}{\sigma_s} \left(\frac{\partial \langle \Phi_{surf} \rangle}{\partial x_3} \right) + C \quad (16)$$

ここで、乱流の特徴的長さスケールを κx_3 [m]、特徴的速度スケールを $\langle u^* \rangle$ [m/s] と考えると、よく知られたように ν_t [m²/s] は(17)式のとおり近似できる。

$$\nu_t = \kappa x_3 \cdot \langle u^* \rangle \quad (17)$$

続いて、(17)式を(16)式に代入した上で変数分離を行い、鉛直方向に積分すると(19)式が得られる。

$$\int \frac{d \langle \Phi_{surf} \rangle}{\langle \Phi_{surf} \rangle - \frac{C}{\langle w_{f,surf} \rangle}} = \frac{\sigma_s \langle w_{f,surf} \rangle}{\kappa \langle u^* \rangle} \cdot \int \frac{dx_3}{x_3} \quad (18)$$

ここで、参照高さ z_R における参照飛雪空間密度を $\langle \Phi_{surf} \rangle_R$ としている。

$$\frac{\langle \Phi_{surf} \rangle - \frac{C}{\langle w_{f,surf} \rangle}}{\langle \Phi_{surf} \rangle_R - \frac{C}{\langle w_{f,surf} \rangle}} = \left(\frac{x_3}{z_R} \right)^{\frac{\sigma_s \langle w_{f,surf} \rangle}{\kappa \langle u^* \rangle}} \quad (19)$$

得られた(19)式を $\langle \Phi_{surf} \rangle$ について解く。

$$\langle \Phi_{surf} \rangle = \frac{C}{\langle w_{f,surf} \rangle} + \left(\langle \Phi_{surf} \rangle_R - \frac{C}{\langle w_{f,surf} \rangle} \right) \cdot \left(\frac{x_3}{z_R} \right)^{\frac{\sigma_s \langle w_{f,surf} \rangle}{\kappa \langle u^* \rangle}} \quad (20)$$

ここで、十分に高い上空 ($x_3 \rightarrow \infty$) には、雪面から舞い上げられた雪が到達しないと仮定すると、 $\langle \Phi_{surf} \rangle \rightarrow 0$ である。

$$\lim_{x_3 \rightarrow \infty} \langle \Phi_{surf} \rangle = \lim_{x_3 \rightarrow \infty} \left[\frac{C}{\langle w_{f,surf} \rangle} + \left(\langle \Phi_{surf} \rangle_R - \frac{C}{\langle w_{f,surf} \rangle} \right) \cdot \left(\frac{x_3}{z_R} \right)^{\frac{\sigma_s \langle w_{f,surf} \rangle}{\kappa \langle u^* \rangle}} \right] = 0 \quad (21)$$

また、 $(\sigma_s \langle w f_{surf} \rangle / \kappa \langle u^* \rangle) < 0$ であることから、

$$\frac{C}{\langle w f_{surf} \rangle} = 0 \quad (22)$$

従って、(20)式は上述の仮定の下では、(23)式と表現できる。

$$\langle \Phi_{surf} \rangle = \langle \Phi_{surf} \rangle_R \cdot \left(\frac{x_3}{z_R} \right)^{\left(\frac{\sigma_s \langle w f_{surf} \rangle}{\kappa \langle u^* \rangle} \right)} \quad (23)$$

参照高さ z_R 及び参照高さにおける飛雪空間密度 $\langle \Phi_{surf} \rangle_R$ は、以下のように定義した。
雪面付近の saltation 層において単位時間に単位幅を通過する雪粒子の質量、すなわち吹雪輸送量 $\langle Q_{sal} \rangle$ は、平衡状態に達した吹雪境界層での屋外観測に基づく Iversen 等¹⁵⁾や Pomeroy 等¹⁶⁾の予測式が良く知られている。本研究における流入面では、吹雪境界層が平衡状態に達していると仮定し、 $\langle \Phi_{surf} \rangle$ の流入境界条件については(24)式に示す Pomeroy らの予測式を用いて検討を進めた。なお、0.68 は [m/s] の次元を持つ定数である。

$$\langle Q_{sal} \rangle = \frac{0.68 \rho_a \langle u^* \rangle}{\langle u^* \rangle g} \left(\langle u^* \rangle^2 - \langle u^* \rangle_i^2 \right) \quad (24)$$

Owen の実測¹⁷⁾によると、saltation 粒子の水平方向の平均移動速度 $\langle u_p \rangle$ は(25)式で表現される。

$$\langle u_p \rangle = c_p \langle u^* \rangle_i \quad (25)$$

また、saltation 層の高さは 0.1[m] 程度といわれており、本研究では極めて大雑把に $0 < x_3 < 0.1$ の範囲で雪面付近の saltation 層の飛雪空間密度が一定であると仮定した。 $x_3 = 0.1$ [m] を参照高さとして定義し、(24)式を(25)式及び参照高さで除することで参照高さにおける飛雪空間密度 $\langle \Phi_{surf} \rangle_R$ を次式のとおり与え、 z_R より下の $\langle \Phi_{surf} \rangle$ は $\langle \Phi_{surf} \rangle_R$ と等しい値で一定とした。

$$\langle \Phi_{surf} \rangle_R = \frac{\langle Q_{sal} \rangle}{\langle u_p \rangle z_R} \quad (26)$$

記号表

x_i	: 空間座標の 3 成分	[m]	u_i	: 風速の 3 成分	[m/s]
(x, y, z)	$i = 1, 2, 3$: streamwise, lateral, 3: vertical		$\langle f \rangle$: アンサンブル平均	
Φ	: 飛雪空間密度	[kg/m ³]	g	: 重力加速度	[m/s ²]
k	: 乱流エネルギー	[m ² /s ²]	ε	: k の消散率	[m ² /s ³]
ν_t	: 渦動粘性係数	[m ² /s]	u^*	: 摩擦速度	[m/s]
u^*_{*i}	: 限界摩擦速度	[m/s]	Q_{sal}	: 吹雪輸送量	[kg/ms]
z_0	: 雪面の粗度長	[m]	wf	: 雪の落下速度	[m/s]
M_{total}	: 単位時間の正味の堆積量	[kg/s]	D	: 単位時間当たりの堆積量	[kg/s]
E	: 単位時間当たりの削剥量	[kg/s]	h^*	: 基準積雪深	[m]
R_{surf}	: 雪面から飛散した雪の積雪への寄与率	[-]	Δz_s	: 積雪深の変化量	[m/s]
H	: 建物高さ	[m]	u_H	: 建物高さにおける流入風速	[m/s]
ρ_a	: 空気の密度	[kg/m ³]	ρ_s	: 積雪密度	[kg/m ³]
ρ_i	: 氷の密度	[kg/m ³]	κ	: Von Karman 定数 (= 0.4)	[-]
σ_s	: 乱流シュミット数 (= 1.0)	[-]	ζ	: 削剥量に関する比例係数	[-]
添え字					
sky	: 降雪起源の雪粒子に関する諸量		$surf$: 雪面起源の雪粒子に関する諸量	
R	: 参照高さにおける諸量				

参考文献

- 1) 伊藤優, 大風翼, 持田灯, 富永禎秀, 根本征樹, 吉野博, 佐藤威: 発達過程の吹雪境界層における飛雪流量の空間分布に関する風洞実験, 第 20 回風工学シンポジウム論文集, pp67-72, 2008.12
- 2) Tominaga, Y., Okaze, T., Mochida, A., Nemoto, M., Ito, Y.: Prediction of snowdrift around a cube using CFD Model incorporating effect of snow particles on turbulent flow. The Seventh Asia-Pacific Conference on Wind Engineering, Taipei, Taiwan, 2009.9
- 3) 老川進, 苔米地司, 石原孟: モデル建物近傍における積雪深の日別観測, 日本雪工学会誌, Vol.15 No.4, pp3-11, pp283-291, 1999.10
- 4) 佐藤威, 望月重人, 小杉健二, 根本征樹: スノー・パーティクル・カウンタ(SPC)による飛雪流量測定に及ぼす飛雪粒子の形状の影響, 雪氷, Vol.67 (6), pp496-503, 2005.11
- 5) Uematsu T., Nakata T., Takeuchi K., Arisawa Y. and Kaneda Y.: Three-dimensional numerical simulation of snowdrift, Cold Regions Science and Technology, 20, pp65-73, 1991
- 6) 富永禎秀, 大風翼, 持田灯, 志田貴之, 吉野博: 雪面の侵食・堆積のモデル化に関する基礎的検討 CFD による建物周辺の飛雪現象の数値予測, 日本建築学会環境系論文集, No.643, pp1083-1089, 2009.9
- 7) Anderson, R. S. and Haff, P. K.: Simulation of eolian saltation, Science, vol.241, pp820-823, 1988
- 8) Shao, Y. and A. Li.: Numerical modelling of saltation in the atmospheric surface layer, Boundary-Layer Meteorology 91, pp199-225, 1999
- 9) 塩谷正雄: 吹雪密度の鉛直分布にたいする一考察, 雪氷, Vol.15 (1), pp6-9, 1953
- 10) Durbin, P. A.: On the k-ε stagnation point anomaly, Int. J. Heat and Fluid Flow 17, pp.89-90, 1996
- 11) 日本建築学会: 市街地風環境予測のための流体数値解析ガイドブックガイドラインと検証用データベース, 日本建築学会, 2007.7
- 12) 高橋修平, 谷藤崇, 佐藤篤司: 雪粒子終端落下速度と吹雪発生風速の関係, 寒地技術論文・報告集, vol.16, pp409-413, 2000
- 13) 佐藤研吾, 高橋修平, 谷藤崇: 雪粒子の飛び出し風速と雪面状態の関係, 雪氷, vol.65, pp189-196, 2003
- 14) 西村寛, 前野紀一: 南極の吹雪における雪粒子の高度分布, 日本雪氷学会全国大会講演予稿集, 1983
- 15) Iversen J D., Greeley R., White B R. and Pollack J B.: Eolian Erosion of the Martian Surface, Part I: Erosion Rate Similitude, Icarus, 26(3), pp321-331, 1980
- 16) Pomeroy J. W. and Gray D. M.: Saltation of Snow, Water Resources Research, 26, pp1583-1594, 1990
- 17) Owen P. R.: Sand movement mechanism, paper presented at Workshop on physics of Desertification, Int. Cent. for Theor. Phys., Trieste, Italy, 1980